

# Формирование цилиндрической полости под действием узкого пучка жесткого рентгеновского лазера

В. А. Хохлов<sup>1,2</sup> и Н. А. Иногамов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, ул. Косыгина, 2, Москва 119334, Россия

<sup>2</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>3</sup> Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Сущевская ул., 22, Москва 127055, Россия

E-mail: nailinogamov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2022 г.

**Аннотация.** Рассматривается действие рентгеновского лазера на фторид лития (LiF). Лазерный импульс имеет фемтосекундную длительность (десятки фс). Импульс формируется лазерной системой на свободных электронах. Энергия фотонов 10 кэВ. Глубина ослабления  $D_{att}$  интенсивности в LiF для этой энергии фотонов равна 655 мкм. Диаметр лазерного пучка  $d_0$  на границе мишени около 1 мкм. Расходимость пучка мала. Поэтому на длине  $D_{att}$  диаметр пучка лишь немного увеличивается по сравнению с входным диаметром  $d_0$ . В работе проанализировано внутреннее течение в мишени, инициированное поглощением по длине пучка далеко от поверхности. Задача анализируется в приближении цилиндрической симметрии — искомые величины зависят от радиуса  $r$  и времени  $t$ . Это допустимо, поскольку, во-первых, пучок узкий ( $d_0 \ll D_{att}$ ), и, во-вторых, рассматривается течение далеко от поверхности мишени. Плотность поглощенной энергии примерно 100 эВ/атом или 0.941 МДж/см<sup>3</sup>, давление и температура в нагретом веществе на момент окончания лазерного импульса составляют 10 Мбар и 550 кК. В расчетах вместо уравнения состояния (УРС) LiF используется УРС алюминия. Дело в том, что, с одной стороны, для алюминия имеется хорошо разработанное широкодиапазонное многокомпонентное уравнение состояния. С другой стороны, механические характеристики этих материалов (объемный модуль, плотность) примерно одинаковы. Температуры плавления близки: 934/1118 К для Al/LiF — разница менее 20%. <https://doi.org/10.33849/2022207>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что фемтосекундные лазерные системы оптического и ближнего ИК и УФ диапазонов имеют огромное количество самых разнообразных приложений. Новые перспективы связаны с применением фемтосекундных лазеров, оперирующих в диапазоне длин волн, соответствующих жесткому рентгену — длина волны порядка одного Ангстрема. Например, в фото-литографии такие системы позволят подойти к пределу пространственного разрешения порядка одного нанометра. В соответствии с этими и другими многообещающими перспективами огромные средства расходуются на создание когерентных источников жесткого и мягкого рентгеновского излучения с характерной длительностью импульса в десятки фемтосекунд (см., например, ссылки и описания на сайтах [1–5]).

Уже сейчас с помощью фокусировки жесткого рентгеновского пучка создаются пятна облучения диаметром порядка 50 нм. Представим вкратце сегодняшнюю ситуацию в области микро- и нанофокусировки. Формирование пятна с размерами  $30 \times 55$  нм<sup>2</sup> было продемонстрировано в работе [6]. При этом энергия фотонов была 9.9 кэВ, длительность импульса  $\tau_L \sim 7$  фс, а интенсивность достигла огромной величины  $I_{max} = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Соответствующая оценка плотности энергии на единицу объема имеет вид:  $e = I_{max}\tau_L/D_{att}$ . Из приведенных выше параметров в случае LiF получаем  $e = 1.5 \times 10^{13}$  Дж/м<sup>3</sup> или  $e = 15$  ТПа. В других единицах это значение  $e$  равно 15 МДж/см<sup>3</sup>. При такой

плотности энергии приходим к оценке давления порядка 150 Мбар, поскольку  $p = Ge$  и параметр Грюнайзена  $G$  — это безразмерная величина порядка единицы. В наших расчетах, приведенных ниже, начальное давление составляет 10 Мбар. Эти условия относятся к экспериментам [7, 8].

Пятно с размерами порядка  $60 \times 110$  нм<sup>2</sup> и большим флюенсом  $3 \times 10^5$  Дж/см<sup>2</sup> сформировано с помощью многослойных зеркал как в работе [9]. Данная работа выполнена на лазере на свободных электронах (XFEL — X-ray Free Electron Laser) с энергией фотонов 4 кэВ. В работе [10] на пучке XFEL (фотон 12 кэВ) применялось зеркало Киркпатрика–Баеза; при этом интенсивность составляла  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, а пятно имело конфигурацию  $210 \times 120$  нм<sup>2</sup>. В статье [11] описана фокусировка в пятно с размерами порядка 220 нм. Фокусировка осуществлялась с помощью рефракционной оптики (Ве-линзы) на EuXFEL (European X-Ray Free-Electron Laser — Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах); длительность импульса меньше 50 фс, частота повторения до 4.5 МГц [11].

Фокусировка жесткого рентгена XFEL в пятно с размерами до 320 нм была достигнута в работе [12]. Применялись зонные пластинки Френеля на алмазной основе [12]; интенсивность составляла  $4 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса 70 фс. Наблюдались вспучивания пленки золота в виде микрокуполов [12]. Физика появления таких микрокуполов выяснена в работах [13–15].

Микроструктурирование на поверхности мишени с помощью остророфокусированного вихревого пучка жесткого рентгена было выполнено в работе [16].

Фотолитографические машины на мягком рентгене (оловянная лампочка, 13.5 нм) уже производятся серийно (см. сайт компании ASML [17]). Серийному производству предшествовали десятилетия интенсивных научных исследований.

В связи с перечисленными приложениями в настоящей работе рассмотрено воздействие почти цилиндрического (расхождение пучка мало) жесткого рентгеновского пучка. При хорошей фокусировке угол расхождения пучка между осью и образующей конуса составляет 200 мкрад. Тогда на длине 500 мкм увеличение радиуса цилиндра равно 0.1 мкм = 100 нм. Конкретной мотивацией для предлагаемого исследования послужили эксперименты, выполненные на установках EuXFEL [11] и SACLA (SPring-8 Angstrom Compact free electron LAser) [7]. Опыты заключались в характеристике качества систем фокусировки (с размером пучка порядка нескольких сотен нм) для фотонов энергии 9 и 10 кэВ на данных установках. В качестве мишени использовался кристалл лития фтора (LiF).

Пробег фотонов с энергией порядка 10 кэВ в LiF велик — длина затухания  $D_{att}$  примерно половина миллиметра [18]; см. сайт [19]. Таким образом приходим к ситуации по геометрии, обратной к той, которой стандартно ограничиваются при исследованиях взаимодействия оптического лазерного излучения с веществом. В оптическом случае при взаимодействии с металлами глубина прогрева  $d_T$  порядка толщины скин-слоя  $d_{skin}$  (т.е. 10–20 нм) или несколько таких толщин (до порядка 0.1 мкм), в зависимости от металла. В хорошо проводящих тепло металлах (золото, серебро) толщина  $d_T \sim 0.1$  мкм. В металлах с низкими значениями коэффициента теплопроводности (титан, цирконий) имеем  $d_T \sim d_{skin}$ .

Поэтому при ультракоротком оптическом облучении геометрия термомеханической задачи плоская или квазиплоская, поскольку

$$R_L \gg d_T. \quad (1)$$

Здесь  $R_L$  — это радиус пятна нагрева на поверхности мишени. Понятно, что в сторону малых радиусов величина  $R_L$  ограничена дифракционным пределом — длиной волны оптического излучения порядка микрона. Поэтому отношение  $R_L/d_T$  не может быть меньше значения порядка 10. Только недавно стали изучаться трехмерные эффекты, связанные с расширением зоны движения на дистанции, превышающие радиус  $R_L$  [20].

В случае жесткого рентгена, малой расходимости пучка и большой длины затухания область нагрева имеет вид длинного тонкого цилиндра

$$R_L \ll D_{att} \quad (2)$$

вместо тонкого широкого диска (1). При этом отношение  $R_L/D_{att}$  снижается до значений порядка нескольких тысячных. Пожалуй, первый пример такого рода с длинной цилиндрической полостью был описан в статье [21]. Опыты проведены на XFEL SACLA. Использовалась мишень из кремния.

Понятно, что смена геометрии от диска (1) к цилиндру (2) принципиальным образом сказывается на характере течения.

В данной работе изучается такое течение на расстояниях  $z$ , далеких от поверхности:  $z \gg R_L$ . Тогда можно абстрагироваться от осесимметричного течения в области кратера и рассмотреть задачу в плоскости  $z = \text{const}$ . Осесимметричное течение у поверхности зависит от двух пространственных координат  $r_{cyl}$ ,  $z$  и времени, здесь  $r_{cyl}$  — это расстояние до оптической оси пучка (цилиндрический радиус). Рассматривается облучение по нормали к поверхности мишени. Далеко от поверхности движение происходит в плоскости  $z = \text{const}$ . Тогда пространственная переменная одна — это цилиндрический радиус  $r_{cyl}$ ; далее для простоты будем обозначать радиус буквой  $r$ .

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Длительность применяемого в экспериментах импульса  $\tau_L$  чрезвычайно мала (20 фс). Эта длительность намного меньше звукового масштаба времени  $t_s = R_L/c_s$ , где  $c_s$  — это скорость звука. В нашей постановке задачи диаметр  $2R_L$  пучка составляет 400 нм. При рассматриваемой нами объемной плотности энергии примерно 1 МДж/см<sup>3</sup> время термализации возбужденных электронов менее звукового масштаба времени  $t_s$ , а пробег возбужденных электронов мал по сравнению с диаметром пучка.

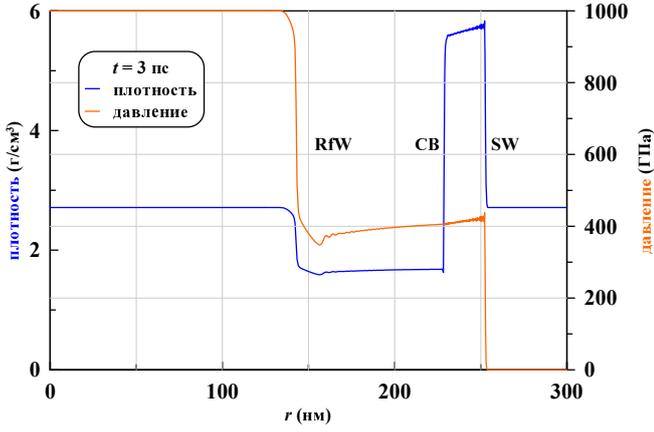
Подробное исследование кинетики каскада фотовозбужденных электронов по кинетической энергии выполнено в работах [22–25] с применением разработанного авторами (Н. Медведев и др.) кода XCASCADE(3D). В этих работах проанализировано фотовозбуждение электронов фотонами жесткого рентгена 10–20 кэВ. Приведенные выше оценки времен термализации и пробега электронов следуют из указанных исследований.

Поэтому в данной работе считаем, что произошла быстрая термализация, и в веществе LiF внутри цилиндрического пучка установилось равновесное термодинамическое состояние. Вместо LiF в нашей постановке рассматриваем алюминий, для которого разработано детальное термодинамическое описание с помощью широкодиапазонного многофазного уравнения состояния [26–29]; см. сайт [30]. По термомеханическим характеристикам алюминий близок к LiF.

После быстрого выделения энергии возникает горячий цилиндр высокого давления с нормальной плотностью внутри окружающего холодного вещества той же плотности. В статье рассматривается динамика расширения вещества цилиндра. Движение такого рода порождает мощную ударную волну и сложную игру волн разрежения, бегущих к оси цилиндра и отраженных от этой оси.

В расчетах применяется гидродинамический код, записанный по цилиндрической лагранжевой координате  $r^0$ ; т.е. лагранжевы частицы представляют собой тонкие кольца с малой шириной  $\Delta r^0 \ll r^0$  — разностная аппроксимация.

Система уравнений двухтемпературной ( $T_e \neq T_i$ ) гидродинамики (см. [31, 32]), в случае цилиндрической симметрии имеет вид:



**Рисунок 1.** Профили плотности (синяя кривая) и давления (оранжевая кривая) в момент времени 3 пс. Распад разрыва, расширение высокоэнтропийного цилиндра (его граница СВ), излучение УВ (SW) и волны разрежения (RfW). Начальная координата края горячего цилиндра  $R_L = 200$  нм.

$$\frac{\partial r(r^0, t)}{\partial t} = v(r^0, t), \quad (3)$$

$$\rho r \frac{\partial r(r^0, t)}{\partial r^0} = \rho_0 r^0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v(r^0, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 r^0} \frac{\partial (r P)}{\partial r^0}, \quad P = P_e + P_i, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_e(r^0, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 r^0} \frac{\partial}{\partial r^0} \left( \frac{\kappa \rho r}{\rho_0} \frac{\partial T_e}{\partial r^0} \right) - \alpha_p (T_e - T_i) + \frac{Q(r^0, t)}{\rho} - \frac{P_e}{\rho_0 r^0} \frac{\partial (vr)}{\partial r^0}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_i(r^0, t)}{\partial t} = +\alpha_p (T_e - T_i) - \frac{P_i}{\rho_0 r^0} \frac{\partial (vr)}{\partial r^0}, \quad (7)$$

В начальный момент  $t = 0$  лагранжева и эйлерова координаты совпадают ( $r^0 = r$ .) В начальный момент вещество покоится. Плотность однородна и равна  $\rho_0$ . Давление и температура внутри цилиндра  $r^0 = r < R_L$  равны 10 Мбар и 550 кК. Нас будут интересовать времена, большие по сравнению с временем электрон-ионной релаксации, поэтому будем использовать однотемпературный ( $(T_e = T_i)$ ) подход: соответственно уравнение (7) использоваться не будет,  $P_e = 0, E_e = 0$ .

Перейдем к изложению результатов численного моделирования.

### 3. РАСПАД РАЗРЫВА И СХОЖДЕНИЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ К ЦЕНТРУ

В момент времени  $t = 0$  стартует распад разрыва на радиусе  $r = R_L$ . В холодное вещество начинает распространяться ударная волна (далее УВ), а в сторону центра ( $r = 0$ ) начинает свое движение волна разрежения. Контактная граница между веществом высокой энтропии и окружающим веществом движется от центра, находясь за УВ. Эта ситуация проиллюстрирована на рисунке 1. После распада разрыва давление на УВ составляет примерно половину (т.е. 5 Мбар) от начального давления в горячем цилиндре (10 Мбар). УВ обозначена буквами SW на рисунке 1. Образуется волна разрежения (RfW), бегущая к центру. На контакте СВ

(Contact Boundary) между высокоэнтропийным веществом и внешним веществом происходит резкое падение плотности. Внешнее (по отношению к веществу горячего цилиндра) вещество повышает свою энтропию, пройдя через мощную УВ.

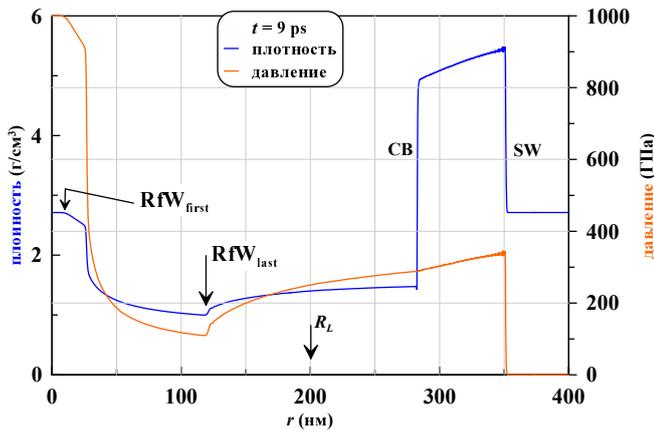
На ранних стадиях, когда  $t \ll t_s$ , давление в промежулке между УВ и внешним краем волны разрежения является постоянным. В плоской геометрии это участок постоянного течения, иногда называемый пробкой. Скорость и давление на участке пробки однородны в пространстве и не меняются во времени. Имеется скачок плотности на контакте. В цилиндрической геометрии однородность пробки выполняется приближенно, пока  $t \ll t_s$  и эффекты цилиндрической геометрии еще мало сказываются на течении.

В момент  $t = 3$  пс, показанный на рисунке 1, геометрия цилиндра начинает влиять на течение. Амплитуда УВ снижается из-за расходимости — увеличения площади фронта УВ. С этим связано снижение давления за фронтом УВ на мгновенном профиле давления на рисунке 1. Передний (внутренний) фронт волны разрежения прошел примерно треть своего пути от  $r = R_L = 200$  нм к центру  $r = 0$ . Участок волны разрежения (ВР) относительно небольшой по своей радиальной протяженности. Это обусловлено небольшой разницей в скоростях звука в точке  $(\rho_0, p_0)$  (внутренний фронт ВР) и в точке  $(\rho_2, p_2)$  (внешний фронт ВР), где  $\rho_0 = 2.7$  г/см<sup>3</sup> — плотность алюминия при нормальных условиях,  $p_0 = 1$  ТПа — начальное давление в цилиндре сразу после прохождения по нему пучка жестких фотонов. Осцилляции за ВР и УВ носят численный характер. Это обстоятельство хорошо известно. Происхождение осцилляций связано с резким изменением параметров течения на узком (по пространственному шагу  $\Delta r^0$ ) участке фронта. Осцилляции ослабляют, либо вводят искусственную вязкость (“размазывание” скачка), либо уменьшая шаг  $\Delta r^0$  по цепочке лагранжевых узлов численной схемы.

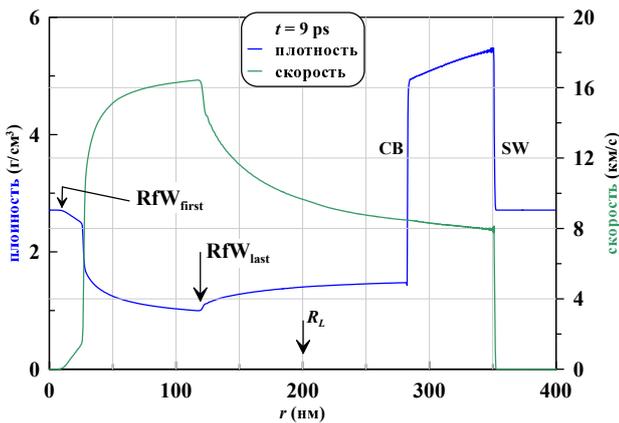
Скорость звука в горячем веществе  $(\rho_0, p_0)$  составляет  $c_{sh} = 19.7$  км/с. Эта скорость значительно превышает скорость звука  $c_{s0} = 5.4$  км/с в алюминии при нормальных условиях. Скорость УВ в момент времени  $t = 3$  пс, показанный на рисунке 1, равна 16.9 км/с. Соответственно число Маха УВ относительно скорости звука  $c_{s0}$  равно 3.1. При этом сжатие в УВ составляет 2.1. Скорость контактной границы при  $t = 3$  пс равна 9.5 км/с.

### 4. ОТРАЖЕНИЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ ОТ ЦЕНТРА

Волна разрежения сходится к центру (оси симметрии)  $r = 0$ , (см. рисунок 2). В момент времени  $t_{refl} = 9.52$  пс первая характеристика RfW<sub>first</sub> веера семейства характеристик достигает оси цилиндра. Сравнивая рисунки 1 и 2, видим, как постепенно происходит уширение волны разрежения (ВР). Первая характеристика RfW<sub>first</sub> ВР бежит с постоянной скоростью  $c_{sh}$  (sh — sound hot) по неподвижному горячему веществу. Последующие характеристики веера все больше и больше отстают от первой характеристики, во-первых, из-за скорости  $u > 0$  гидродинамического сноса в направлении от оси симметрии (ср. рисунок 1 с одной стороны, и рисунки 2, 3, с другой), и, во-вторых, из-за снижения



**Рисунок 2.** Профили плотности (синяя кривая) и давления (оранжевая кривая) в момент времени 9 пс. Стрелками  $RfW_{first}$  и  $RfW_{last}$  показаны края волны разрежения (ВР), распространяющейся в сторону оси  $r = 0$ . Передний фронт ВР  $RfW_{first}$  подошел вплотную к центру. Его координата равна 10.3 нм, т.е. 5% от начального радиуса цилиндра  $R_L$ . Этот фронт движется со скоростью звука  $c_{sh} = 19.7$  км/с в горячем невозмущенном веществе. В момент 9.52 пс характеристика  $RfW_{first}$  достигает центра — начинается отражение характеристик ВР от центра.



**Рисунок 3.** Профили плотности (синяя кривая) и радиальной скорости (зеленая кривая) в момент времени 9 пс. Стрелки перенесены с рисунка 2. Удивительно, гидродинамическая скорость на бегущей характеристике  $RfW_{last}$  растет со временем и в момент 9 пс составляет величину 16.4 км/с, превышающую скорость УВ 15.7 км/с в этот момент.

скорости звука  $c_s(\rho)$  вследствие понижения плотности  $\rho$  горячего вещества в точке нахождения характеристики:  $dr/dt = -c_s + u$ . Понижение плотности обусловлено расширением.

В результате скорость распространения характеристики  $RfW_{last}$  меняет знак. Если на рисунке 1 эта характеристика движется в сторону оси, то на рисунках 2, 3 указанная характеристика движется в направлении от оси симметрии! Безусловно это связано с огромной разницей давлений в центре  $r = 0$ , до которого еще не дошел фронт волны разрежения, и в минимуме давления в точке  $RfW_{last}$  на рисунке 2 (оранжевая кривая). Именно эта разница давлений разгоняет горячее вещество в центральной области цилиндра  $R_L$  до высоких скоростей, которые существенно превышают скорость движения вещества за фронтом УВ (см. рисунок 3).

Если разница давлений между центром и внешним краем ВР  $RfW_{last}$  ускоряет высокоэнтропийное вещество наружу от оси, то разница давлений за фронтом УВ и в точке  $RfW_{last}$ , наоборот, тормозит вещество после толчка, вызванного прохождением через фронт УВ. За время распространения ВР к центру происходит сильное изменение этих разниц давления центр –  $RfW_{last}$  – УВ (ср. рисунки 1 и 2). А именно, давление в минимуме сильно понижается по сравнению как с давлением в центре, так и по сравнению с давлением за фронтом УВ.

Отражение волны разрежения от центра радикально сказывается на плотности и давлении в центре. В момент 10.41 пс, т.е. менее чем через 1 пс после момента отражения от центра  $t_{refl} = 9.52$  пс, плотность в центре падает в 5 раз, а давление в центре уменьшается почти в 40 раз — до значения 26.5 ГПа по сравнению с начальным значением в 10 Мбар. При этом давление за фронтом УВ остается высоким  $p_{SW}(t = 10.41 \text{ ps}) = 324$  ГПа.

Анализ показывает, что не происходит полного отражения волны разрежения от центра. То есть первая характеристика  $RfW_{first}$  достигает центра и происходит ее отражение. Прилегающая к первой характеристике  $RfW_{first}$  часть характеристик веера характеристик  $RfW_{first}-RfW_{last}$  тоже достигает центра и отражается от него. Но остальные характеристики волны разрежения центра не достигают. Они распространяются в направлении от центра.

### 5. ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ВЕТРА В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ЦИЛИНДРА

На рисунках 4–6 сопоставляются моменты времени 11 и 15 пс. Как видим, температуры в высокоэнтропийном веществе, прошедшем облучение интенсивным жестким рентгеном, остаются высокими (см. рисунок 5). Это вещество располагается левее контакта СВ, на котором происходит резкое (скачок вниз) падение плотности. Хотя, конечно, значения температуры снизились по сравнению с начальным значением 550 кК из-за адиабатического расширения.

Наиболее сильное расширение и, соответственно, наибольшее снижение температуры происходит в области волны разрежения, т.е. левее точки  $RfW_{last}$ . Тогда как в области остатка от пробки это снижение умеренное. Пробка — это цилиндрическая область, которая располагается между радиусами  $RfW_{last}$  и СВ. На ранней стадии это была область почти однородного течения (см. рисунок 1 и раздел 3). На поздних стадиях происходит сильная трансформация этой области из-за расширения по цилиндрическому радиусу.

На рисунках 3 и 4 прослежена эволюция профиля скорости  $u(r, t)$  на отрезке времен от 9 до 15 пс. Происходит постепенное увеличение крутизны профиля  $u$  в точке мгновенного нахождения концевой характеристики  $RfW_{last}$  (см. рисунки 2–4). Наконец происходит “опрокидывание” профиля (ср. профили скорости на моменты 11 и 15 пс на рисунке 4).

После опрокидывания складывается ситуация с ветром из центральной области, который сталкивается с внутренним краем вещества пробки. Это так, поскольку вещество центральной области имеет более высокую скорость расширения (см. рисунок 4). Но плот-

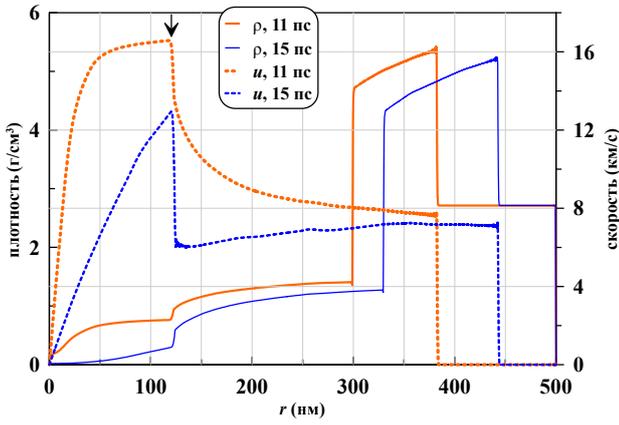


Рисунок 4. Сравнение плотностей и скоростей в моменты времени 11 и 15 пс.

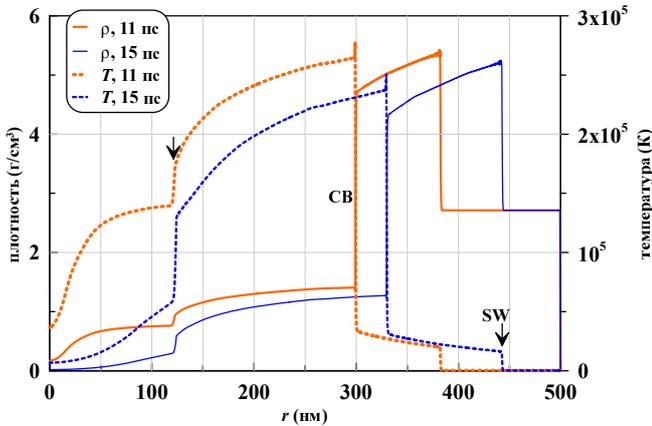


Рисунок 5. Сравнение плотностей и температур в моменты времени 11 и 15 пс.

ность вещества в центральной области мала. Поэтому существенного увеличения массы пробки за счет такого столкновения опережающего и отстающего ветров не происходит. Из-за столкновения и высаживания массы центральной области пропадает концевая характеристика  $RfW_{last}$ . Таким образом после опрокидывания (см. рисунок 4) течение высокоэнтропийного вещества разбивается на две области. Во внутренней области это

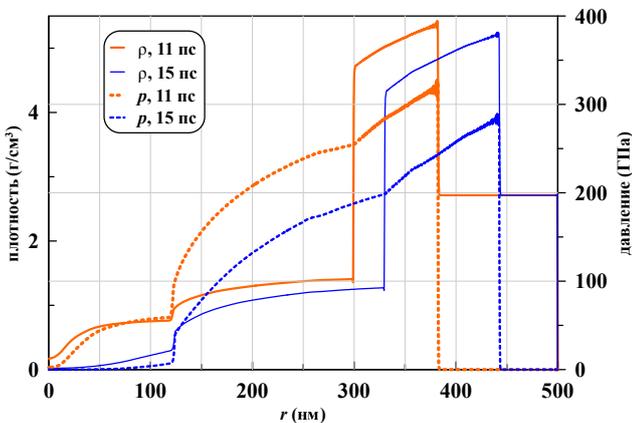


Рисунок 6. Сравнение плотностей и давлений в моменты времени 11 и 15 пс.

остаток волны разрежения, частично отраженной от центра, а во внешней области это трансформированная пробка, к веществу которой прибавляется вещество остатка волны разрежения.

Приведем оценки по температуре  $\sqrt{\gamma k_B T/m}$  (рисунок 5) или по давлению  $\sqrt{p/\rho}$  (рисунок 6) скорости звука во внутренней и внешней областях течения высокоэнтропийного вещества с  $\gamma = 1.2-1.5$ . Отметим, что для наших выводов достаточно приведенных приближенных формул. Расчет скорости звука по уравнению состояния требует дополнительного программирования. Для наших оценок числа Маха этого не требуется. Во внутренней (центральной) области получаем  $c_s \approx 4.5-6$  км/с. Во внешней области из этих оценок следуют значения  $c_s \approx 9-12$  км/с. Оценки выполнены на момент 15 пс по профилям, показанным на рисунках 5 и 6.

Возьмем скорости  $u$  с профиля скорости на рисунке 4 на момент времени 15 пс. Составляя отношения  $u/c_s$ , находим, что в центральной (внутренней) области поток существенно сверхзвуковой с числом Маха 2-3. Во внешней области высокоэнтропийного ядра поток околосвуковой с числом Маха  $\approx 0.7-1$ .

## 6. ПЛАВЛЕНИЕ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

Пучок жесткого рентгена (10 кэВ) в нашей постановке за времена, малые по сравнению с акустическим масштабом времени, поднимает давление до 10 Мбар. При распаде разрыва давление снижается примерно в два раза — до  $\approx 5$  Мбар (см. раздел 3). Далее давление снижается из-за расходимости потока в цилиндрической геометрии и соответствующего увеличения площади фронта ударной волны.

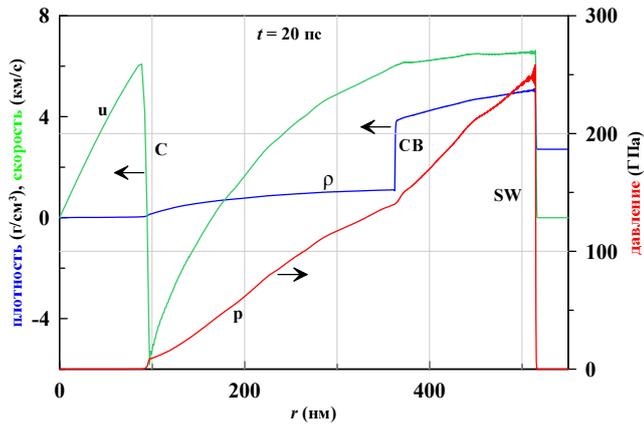
Известно [33], что ударные волны с амплитудой порядка 1 Мбар и выше плавят вещество [34, 35]. Поэтому за ударной волной на рисунках 5, 6 остается расплавленный алюминий. Температура за фронтом УВ в момент 15 пс на рисунке 5 равна 15.8 кК. Весь слой вещества правее контактной границы СВ и левее фронта УВ находится в сжатом и расплавленном состоянии на этих временах.

Примерно к 70-й пикосекунде давление за фронтом УВ снижается до давлений порядка 1 Мбар, и плавление в УВ прекращается. При этом слой расплава имеет толщину примерно 1.2 мкм. То есть радиальная толщина слоя расплава примерно в 6 раз превышает радиус рентгеновского пучка  $R_L = 0.2$  мкм.

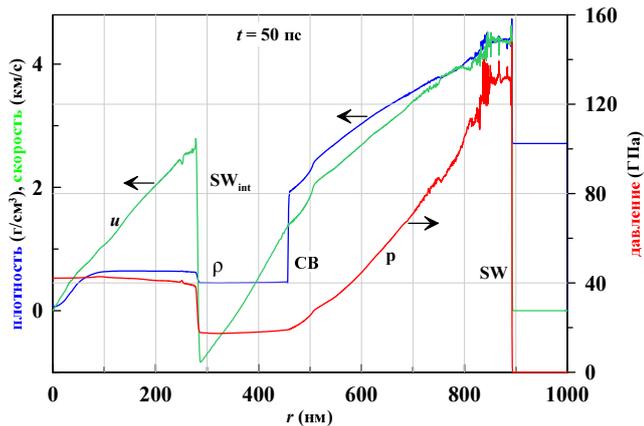
## 7. НАТЕКАНИЕ КРАЯ ПРОБКИ НА ЦЕНТР

Давление в центральной области быстро снижается. На момент времени  $t = 20$  пс, показанный на рисунке 7, давление и плотность левее зоны соударения ветров С очень малы. Соответственно, притоком массы и импульса от высокоскоростного сверхзвукового ветра левее точки С можно пренебречь.

Разница давлений, действующая в веществе трансформированной пробки (промежуток между точками С и СВ), настолько значительна, что приводит к повороту вещества пробки от движения в сторону расширения к движению в сторону центра  $r = 0$  (сравните профили скорости на моменты времени 15 и 20 пс на рисунках 4 и 7). Вещество пробки около края пробки С набирает



**Рисунок 7.** Профили плотности (синяя кривая), давления (красная кривая) и скорости (зеленая кривая) на момент времени 20 пс. Горизонтальные стрелки у кривых указывают, какая кривая к какой оси ординат относится. Перечислим порядок следования характерных участков слева направо от оси к периферии. Имеются 1) область соударения ветров С, 2) контакт СВ и 3) ударная волна SW. В центральной области (левее точки С) плотность и давление падают практически до нуля. Отметим смену знака скорости на краю трансформированной пробки, т.е. правее зоны соударения С. Теперь эта скорость направлена к центру симметрии.



**Рисунок 8.** Те же профили и те же горизонтальные стрелки, что и на предыдущем рисунке 7, но теперь в момент 50 пс. Из центра идет ударная волна SW<sub>int</sub>.

скорость натекания на центр примерно 5 км/с (см. рисунок 7). Причем эта скорость нарастает по абсолютной величине с течением времени.

Из-за натекания на центр  $r = 0$  в момент времени примерно 24 пс происходит коллапс левого края трансформированной пробки в центре симметрии. В результате возникает внутренняя ударная волна SW<sub>int</sub>, идущая от центра внутри пробки (см. рисунок 8). Любопытно, в момент 50 пс на рисунке 8 перед УВ SW<sub>int</sub> (правее от фронта этой УВ) еще имеется участок вещества пробки, на котором скорость отрицательна, т.е. направлена в сторону центра.

В момент 67 пс УВ SW<sub>int</sub> заканчивает прохождение вещества пробки и пересекается с контактом СВ. На контакте плотность скачком повышается. Это связано с тем, что мы переходим из вещества с высокой энтропией в вещество с низкой энтропией. Причем давление непрерывно при этом переходе. УВ, распространяющая-

ся из среды малой плотности в среду большой плотности, по достижении контакта сред порождает две УВ. Одна из них идет в плотную среду, а другая отражается и идет обратно к центру по среде малой плотности. На поздних временах в течении присутствуют следы множественных отражений от центра. Они разделены пространственными промежутками порядка микрона. С течением времени все эти следы становятся малозначительными деталями течения.

### 8. ПОЗДНИЕ СТАДИИ

Постепенно головная ударная волна и течение за ней приобретает вид треугольной УВ. В момент 0.4 нс головная УВ находится на радиусе 3.7 мкм и имеет амплитуду 21 ГПа. В момент 1 нс амплитуда и радиус этой УВ равны 10 ГПа и 7.45 мкм. При этом в момент 1 нс радиус полости, заполненной высокоэнтропийной средой, составляет 1.25 мкм. Эта полость при  $t = 1$  нс окружена цилиндрической оболочкой жидкой фазы, располагающейся между цилиндрами с радиусами 1.25 и 1.9 мкм.

На временах порядка нескольких наносекунд необходимо начинать учитывать упругопластические свойства среды. Результаты, приведенные выше, относились к стадии, на которой можно пренебрегать упругостью и рассматривать задачу в пластическом приближении. На еще больших временах в анализ потребуется включить процесс охлаждения горячего канала за счет теплопроводности и процесс кристаллизации. Тогда можно будет сделать выводы о финальном радиусе сформированного полого канала.

### 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описано применение разработанного гидродинамического кода в цилиндрической геометрии в лагранжевой постановке для описания воздействия узкого пучка жесткого рентгена на мишень. Проанализирован случай высокой интенсивности пучка, когда в канале прохождения пучка происходит сильный нагрев вещества до энергий 100 эВ/атом. Нагрев очень быстрый (фемтосекундный лазерный импульс XFEL). Поэтому по окончании ультракороткого импульса вещество продолжает пребывать в состоянии с начальной твердотельной плотностью. Разгрузка происходит гораздо позже на акустических масштабах времени.

В нашей статье исследована сложная динамика формирования полости, наполненной высокоэнтропийным веществом. Энтропия облученного вещества чрезвычайно велика — она на три порядка превосходит критическую энтропию прочных материалов; критической здесь названа энтропия вещества в критической точке фазовой диаграммы. Движение, порожденное лазерным воздействием, продолжается долго — на временах на три–четыре порядка превосходящих акустический масштаб порядка 10 пс по начальному поперечному размеру канала нагрева.

Работа выполнена в тесной связи с экспериментами, которые проводились на XFEL установках EuXFEL [11] и SACLA [7]. Полученные сведения впервые раскрывают механизм формирования длинных цилиндрических полостей в кристаллическом кремнии, обнаруженных в 2013 г. в работе на XFEL SACLA [21]. Длина полости  $L$  в [21] почти на два порядка (!) превосходит ее радиус.

Длина  $L$  коррелирует с длиной затухания  $D_{\text{att}}$  жесткого рентгена (10 кэВ). В кремнии  $D_{\text{att}} = 120$  нм. Длина  $L$  составляет 40 мкм — треть от длины  $D_{\text{att}}$  в кремнии.

Из наших результатов ясно, что отношение  $L/D_{\text{att}}$  увеличится, если поднять интенсивность пучка. Записывая закон затухания в виде

$$I(x) = I_0 \exp(-x/D_{\text{att}}),$$

в пороговом случае получаем  $I_{\text{th}} = I_0 \exp(-L/D_{\text{att}})$ . Отсюда находим, что пороговая длина растет по закону

$$L = D_{\text{att}} \ln(I_0/I_{\text{th}}); \quad (8)$$

формула действует при  $I_0 > I_{\text{th}}$ , в обратном случае полости нет. В приведенных выражениях  $x$  — координата вдоль оптической оси пучка,  $I_0$  — интенсивность на поверхности мишени. При выводе формулы пренебрегаем расходимостью пучка.

Видим (8), что при небольших превышениях над порогом длина полости растет пропорционально интенсивности  $I_0$ . При существенных превышениях порога  $I_0 > I_{\text{th}}$  увеличение длины полости с интенсивностью сильно замедляется (слабый, логарифмический рост). Таким образом, если цель — получить максимально длинную полость, то нет смысла существенно превышать порог  $I_{\text{th}}$  образования полости из-за вдавливания вещества в стенки полости. Разумеется, интенсивность  $I_0$  в формуле (8) можно заменить на флюенс  $F = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt$ , поскольку длительность мала (ультракороткий импульс).

Отметим, что длина полости (8) пропорциональна длине  $D_{\text{att}}$ . Эта длина велика для легких атомов (см. [18] и сайт [19]). Кроме того, длина затухания является существенной функцией энергии фотона [18]. Эта функция имеет сильные скачки (оболочечные эффекты). Такое поведение можно использовать для подбора оптимальной энергии фотона  $h\nu$ ; в лазерах на свободных электронах (XFEL) допустима вариация энергии  $h\nu$ .

Способы формирования длинных тонких полостей (проколов) безусловно найдут применение в технологиях будущего.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2021-1352).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. [www.spring8.or.jp/en](http://www.spring8.or.jp/en)
2. [www.desy.de](http://www.desy.de)

3. [www.xfel.eu](http://www.xfel.eu)
4. [www6.slac.stanford.edu](http://www6.slac.stanford.edu)
5. <http://nano.anl.gov/research/nanophotonics.html>
6. Mimura H *et al* 2014 *Nat Commun* **5** 3539
7. Pikuz T *et al* 2016 *Sci Rep* **5** 17713
8. Makarov S *et al* 2023 *Journal of Synchrotron Radiation* **30** 208–216
9. Yumoto H *et al* 2022 *Nat Commun* **13** 5300
10. Yumoto H, Inubushi Y, Osaka T, Inoue I, Koyama T, Tono K, Yabashi M and Ohashi H 2020 *Applied Sciences* **10** 2611
11. Zastrau U *et al* 2021 **28** 1393–1416
12. David C *et al* 2011 *Sci Rep* **1** 57
13. Inogamov N A and Zhakhovskii V V 2014 *JETP Letters* **100** 4–10
14. Inogamov N A, Zhakhovskii V V and Khokhlov V A 2015 *J. Exp. Theor. Phys.* **120** 15–48
15. Wang X W *et al* 2017 *Physical Review Applied* **8** 044016 – 1–17
16. Kohmura Y, Zhakhovsky V, Takei D, Suzuki Y, Takeuchi A, Inoue I, Inubushi Y, Inogamov N, Ishikawa T and Yabashi M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 123103 – 1–4
17. <https://www.asml.com>
18. Henke B L, Gullikson E M and Davis J C 1993 *Atomic Data Nucl. Data Tables* **54** 181–342
19. [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](https://henke.lbl.gov/optical_constants/)
20. Shepelev V, Petrov Yu, Inogamov N, Zhakhovsky V, Perov E and Fortova S 2022 *Optics and Laser Technology* **152** 108100
21. Koyama T *et al* 2013 *Opt. Express* **21** 15382–15388
22. Milov I *et al* 2020 *Appl. Surf. Sci.* **528** 14652
23. Milov I *et al* 2020 *Appl. Surf. Sci.* **501** 143973
24. Medvedev N 2015 *Appl. Phys. B* **118** 417–429
25. Lipp V, Medvedev N and Ziaja B 2017 Classical Monte Carlo simulations of x-ray induced electron cascades in various materials p 102360H
26. Bushman A V, Kanel' G I, Ni A L and Fortov V E 1993 *Intense dynamic loading of condensed matter* (Washington, D.C.: Taylor & Francis)
27. Khishchenko K V, Tkachenko S I, Levashov P R, Lomonosov I V and Vorobev V S 2002 *Int. J. Thermophys.* **23** 1359–1367
28. Lomonosov I V 2007 *Laser and Particle Beams* **25** 567–584
29. Khishchenko K V 2015 *J. Phys.: Conf. Ser.* **653** 012081
30. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>  
<http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>
31. Inogamov N A, Anisimov S I, Petrov Y V, Khokhlov V A, Zhakhovskii V V, Nishihara K, Agranat M B, Ashitkov S I and Komarov P S 2008 *Proc. SPIE* **7005** 70052F
32. Ashitkov S I, Komarov P S, Zhakhovsky V V, Petrov Y V, Khokhlov V A, Yurkevich A A, Ilnitsky D K, Inogamov N A and Agranat M B 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012097
33. Budzevich M M, Zhakhovsky V V, White C T and Oleynik I I 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 125505
34. Errandonea D, Schwager B, Ditz R, Boehler R and Ross M 2001 *Phys. Rev. B.* **63** 132104 [4 pages]
35. Errandonea D 2013 *Phys. Rev. B* **87** 054108